

低温高圧力プラズマ流に対する動的静電探針

佐伯節夫*・大崎 堅*・吉村剛治**・二矢田正輝***

The Dynamic-Electrostatic Probe in Low Temperature High Pressure Plasma Stream

Setsuo SAEKI, Katashi ŌSAKI, Takaharu YOSHIMURA and Masateru NIYADA

Abstract

One of the plasma diagnostics, probe method can make local measurement and be done by extremely simple device. As the probe is immersed in the low temperature high pressure plasma stream, it becomes so hot that it could emit electrons or vaporize, further more overheating of it could cause sputtering of its material.

The measurements were carried out using a moving electrostatic probe, which crossed the jet in the radial direction at the speed of 1.4 m/sec. A number of measurements were made along the center line of the jet. Experiments were made at arc current of 100 A, Argon gas flow rate 4 l/min.

The electron temperature at the center of the jet and 2 mm from the nozzle exit was 14,900 K, and was in agree with that by the spectroscopic method. The electron temperature for radial survey dropped more quickly than that for axial survey. The electron density at the center of the jet and 2 mm from the nozzle exit was $8.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, and that for radial survey decrease more quickly than that for axial survey.

The electron density was fewer than that of Grey's experiment by approximately 3 order.

1. ま え が き

プラズマ診断¹⁾は分光学的方法、探針法をはじめマイクロ波、X線、レーザーなどを応用した各種の計測法に基づいており、診断の目的、対象プラズマの性質によって診断方法を選定している。このうち探針法はプラズマの局所的密度、温度を測定する静電探針法とプラズマの発生する磁界を測定する磁気探針法に分けられる。静電探針法はプラズマ中に挿入した探針電極に流入する電流と、プラズマと探針電極間の電位差との関係を求め、電子、イオンの密度、温度などプラズマの内部諸量を測定する方法であり、単探針または複探針を使用する。また探針に高周波電圧を加えてプラズマの応答を観測する高周波探針や共鳴探針も用いられる。探針法は測定装置が簡単であるにもかかわらず他の測定法に比べ空間的分解能がきわめて高い特徴を有しているため、その適用限界が従来の低圧力プラズ

マから高圧力アークプラズマジェット²⁾にまで拡張されている。しかし探針法は探針の挿入によりプラズマに擾乱を与えることは避けられない。また探針とプラズマ間の境界問題に対する困難な解析を必要とする。これらについては Su, Kiel³⁾氏をはじめとして、少数ながら問題点の解明がなされつつある。高圧力プラズマ流に探針を挿入すると探針の温度上昇による熱電子放出、蒸発などによる測定誤差を生じ、さらに探針が加熱されると探針自身の溶融飛散を起こして測定不能となりプラズマ流内にも乱れや汚染を引き起こす結果となる。Ivanov⁴⁾氏ら及び Grey⁵⁾氏らによる探針の冷却や探針の高速度掃引は前述の困難を解決する有効な方法である。

筆者らは、大気圧アルゴンプラズマジェットに対し動的探針法を適用し、ジェットの電子密度及び温度の分布を求めたので以下に報告する。

2. 記 号

A : 探針表面積

A_s : イオンシースの表面積

* 電気工学科

** 大学院電気工学専攻

*** 日立工機(株)

$\bar{C}_e = \sqrt{\frac{8kT_{e\lambda}}{\pi m_e}}$: 低圧力プラズマ中の電子の平均速度

$\bar{C}_{e\lambda} = \sqrt{\frac{8kT_{e\lambda}}{\pi m_e}}$: 探針表面から一平均自由行程離れた点における電子の平均速度

$\bar{C}_{e\infty} = \sqrt{\frac{8kT_{e\infty}}{\pi m_e}}$: 高圧力プラズマ中の電子の平均速度

$\bar{C}_i = \sqrt{\frac{8kT_{i\lambda}}{\pi m_i}}$: 低圧力プラズマ中のイオンの平均速度

e : 電子電荷

E_n : n 回衝突後の電子の運動エネルギー

E_0 : 衝突前の電子の運動エネルギー

I_e : 電子電流

I_i : イオン電流

I_p : 探針電流

k : ボルツマン定数

m_e : 電子の質量

m_i : イオンの質量

n : 境界層中における衝突回数

n_e : 低圧力プラズマ中における電子密度

$n_{e\lambda}$: 探針表面から一平均自由行程離れた点における電子密度

$n_{e\infty}$: 高圧力プラズマ中における電子密度

n_0 : 低圧力プラズマ中におけるプラズマ密度

T_e : 低圧力プラズマ中における電子温度

$T_{e\lambda}$: 探針表面から一平均自由行程離れた点における電子温度

$T_{e\infty}$: 高圧力プラズマ中における電子温度

T_i : 低圧力プラズマ中におけるイオン温度

V_p : 探針電位

V_s : 空間電位

3. 高圧力プラズマに対する静電探針

3.1 Langmuir 探針⁶⁾

Fig. 1 に Langmuir 探針を用いる測定回路及び探針電流電圧特性を示す。探針電流は探針電位により (i) 正イオン電流飽和領域, (ii) 電子電流流入領域, (iii) 電子電流飽和領域に大別される。ただしプラズマ粒子の速度分布はマックスウェル分布であるとする。

(i) 正イオン電流飽和領域

探針は空間電位に対して十分な負電位にあるため電子は反発されイオンだけが引きよせられ、探針周囲にはイオンシースができる。イオン電流 I_i はシース端

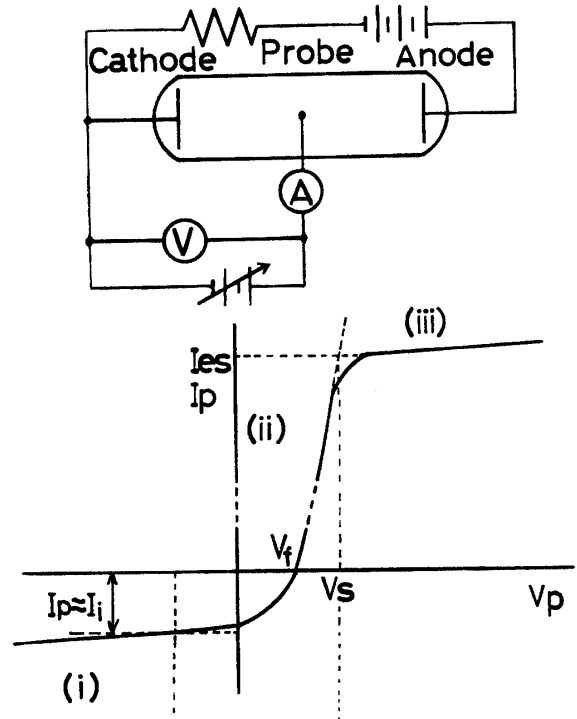


Fig. 1 Probe measurement circuit and probe characteristics.

I_p : Probe current, I_{es} : Saturation probe current

I_i : Saturation ion current, V_s : Plasma potential

V_p : Probe voltage, V_f : Floating potential

のイオンランダム速度によって決まり次式となる。

$$I_i = \frac{1}{4} n_0 e \bar{C}_i A_s \tag{1}$$

(ii) 電子電流流入領域

次いで探針電位を増すにつれて電子電流の流入が始まる。探針周囲のシースはイオンシースでこの時、大きい熱運動速度のため負電位に逆らってプラズマから探針に流入する電子の数 n_e は、次式で与えられる。

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \tag{2}$$

ここで V は空間電位に対する探針電位で次式となる。

$$V = V_p - V_s \tag{3}$$

さらにイオン電流を無視すると探針電流は次式となる。

$$I_p = \frac{1}{4} n_e e \bar{C}_e A \tag{4}$$

$$= \frac{1}{4} n_0 e \bar{C}_e A \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \tag{5}$$

よって電子温度 T_e は次式で与えられる.

$$T_e = 11,600 \left/ \frac{d \ln I_p}{dV} \right. \quad (6)$$

$$= 11,600 \left/ \frac{d \ln I_p}{dV_p} \right. \quad (7)$$

(iii) 電子電流飽和領域

探針電位を空間電位と等しくすると (5) 式において $V=0$ であり探針周囲にはシースが形成されず, この時の探針電流 I_p は次式で表わされる.

$$I_p = \frac{1}{4} n_0 e \bar{C}_e A \quad (8)$$

電子温度より求めた電子の平均速度と (8) 式よりプラズマ密度が求まる.

3.2 高圧プラズマに対する補正理論

Langmuir 理論を高圧下のプラズマの領域に拡張するためには Grey 氏と Jacobs 氏による補正理論が用いられる. この場合, 平板探針前面の領域を Fig. 2 のように区分し, 各領域に対して, (a)~(d) のような仮定を設け, とくに境界層に対する詳細な解析を行っている.

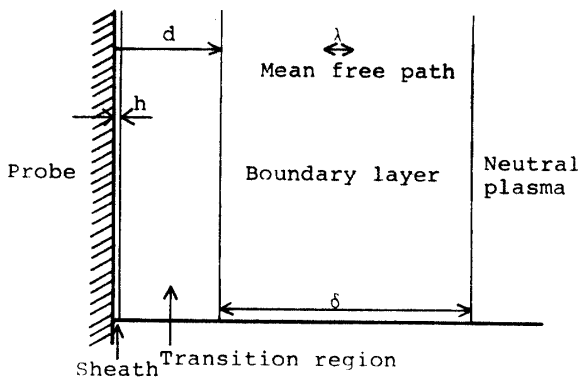


Fig. 2 Schematic of four regions near electrostatic probe.

- h : Debye length
- d : Bohm transition thickness
- λ : Mean free path
- δ : Boundary-layer thickness

- (a) シース: 電界による影響が優勢でその厚さは, デバイ長程度である.
- (b) 遷移領域: 電界よりも衝突による影響が大きい領域であり, この領域の厚みはデバイ長の20倍程度であるゆえ平均自由行程よりも小さい.

(c) 境界層: 電界による影響がなく化学的な凍結領域でシース長よりもはるかに大きい.

(d) プラズマ: 無限量とする.

境界層内で電子は中性粒子, イオンと弾性衝突を行っており, 衝突前と n 回の衝突を行った後の電子エネルギーの比はアルゴンガスの場合次のようになる.

$$\frac{E_n}{E_0} = 1 - \frac{1}{36,600} \quad (9)$$

アルゴンに対する Ramsauer の衝突断面積のデータと境界層の厚さから衝突回数が求まり, 境界層の厚さを 0.01 cm とすると温度 13,500 K において $n=2,000$ である. よって探針に捕獲される電子の運動エネルギーは, プラズマ中におけるエネルギーの95%となるから, 13,500 K 以下については境界層内での衝突による電子の温度低下は無視できる. よって, 電子電流流入領域において電子電流は次式で表わされる.

$$I_e = \frac{1}{4} N_{ei} \bar{C}_{ei} \exp \left\{ \frac{e(V_p - V_i)}{kT_{ei}} \right\} Ae \quad (10)$$

$$= \frac{1}{4} N_{e\infty} \bar{C}_{e\infty} \exp \left\{ \frac{e(V_p - V_i)}{kT_{e\infty}} \right\} Ae \quad (11)$$

探針電位が空間電位と等しい時の探針電流は

$$I_p = \frac{1}{4} N_{ei} \bar{C}_{ei} Ae = \frac{1}{4} N_{e\infty} \bar{C}_{e\infty} Ae \quad (12)$$

であり, 電子温度は境界層中では低下しないので, $T_{e\infty} \approx T_{ei}$ として次式より求められる.

$$\frac{d(\ln I_e)}{dV_p} = \frac{e}{kT_{ei}} \approx \frac{e}{kT_{e\infty}} \quad (13)$$

(12), (13) 式よりそれぞれ電子密度, 電子温度が求まる.

4. 実験装置及び実験方法

4.1 静電探針の構造と掃引装置

本実験では Langmuir 形探針を大気圧下のアルゴンプラズマジェットを横切って高速度で掃引させ, 探針特性を二現象シンクロスコープによって測定した.

探針掃引装置は探針, 回転アーム部及び駆動部からなる. 探針は直径 0.3 mm の純タングステン線を内径 0.4 mm, 外径 2 mm の空化ホウ素保護管に収め先端部周囲をガラスによって整形充填した平板探針で, Fig. 3 にその形状を示す. 回転アーム部は直径 12 mm, 長さ 190 mm のアルミ棒で, 一端に探針ホルダーを設け他端を直流モータに直結している. 探針先端がジェツ

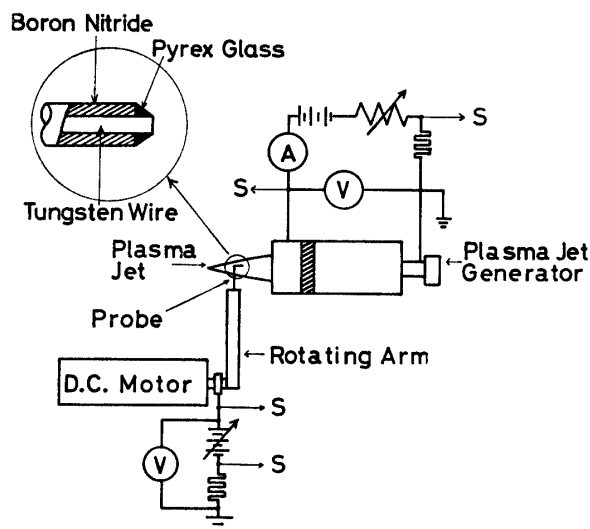


Fig. 3 Probe configuration and experimental arrangement of the probe device.

ト断面内を直線的に掃引するようにアーム長を 240 mm とした。

測定中の探針の掃引速度を求めるために 5 個の小孔を有する光学的チョップを回転アームに取り付けている。探針の掃引速度の選定は直流モータの電圧制御によって行っている。

探針電流はスリップリングと炭素ブラッシを経て測定用無誘導抵抗に送られる。

探針の掃引速度及び電流測定用無誘導抵抗が探針特性に与える影響を調べるために、ガス流量 4 l/min, アーク電流 100 A の層流ジェットに対し、掃引速度 0.8, 1.4, 1.6 m/sec, 測定用抵抗値 1, 5, 10 Ω のそれぞれにおける探針電流を測定した。ジェット軸線上でノ

ズル出口から 2 mm 離れた点における探針特性は Fig. 4 に示すようにいずれの場合もほぼ ± 5 % 以内の違いとなることがわかった。従って実験では掃引速度 1.4 m/sec, 電流測定用無誘導抵抗値 5 Ω に選定した。

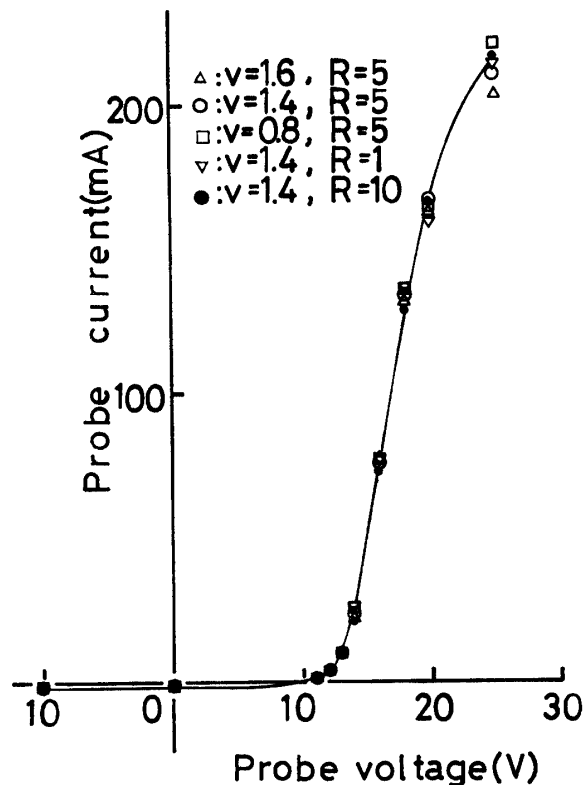


Fig. 4 Single probe characteristics at the center of the plasma jet and 2 mm from the nozzle exit.
 V: Sweep velocity in the jet cross section (m/sec)
 R: Resistance (Ω), Arc current: 100 A,
 Argon gas flow rate : 4 l/min

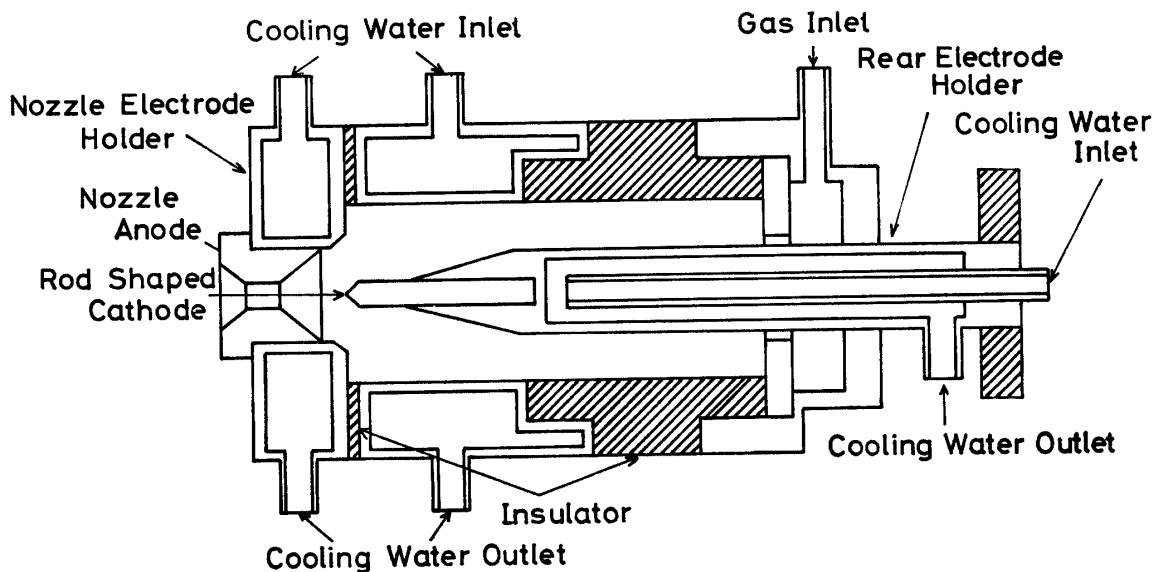


Fig. 5 Sectional view of plasma jet generator.

4.2 プラズマ発生器

プラズマ流発生に使用したプラズマジェット発生器の構造を Fig. 5 に示す。陰極には先端を90度に削った直径 5 mm の2%トリウム入りタングステン棒を用い、内径 5 mm, 集束部長 7 mm のノズルとのギャップ長を 2 mm に保っている。動作条件はアルゴンガス流量 4~20 l/min, アーク電流 40~160 A である。

Fig. 6 に示すようにアーク電圧対電流の関係はガス

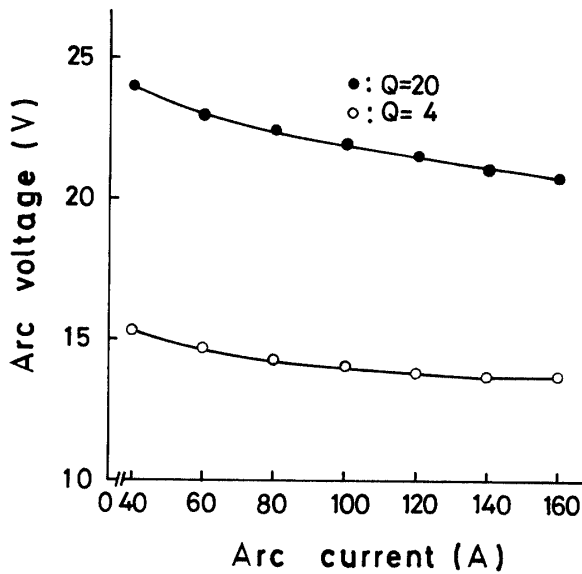


Fig. 6 Arc voltage vs. arc current.
Q: Argon gas flow rate (l/min)

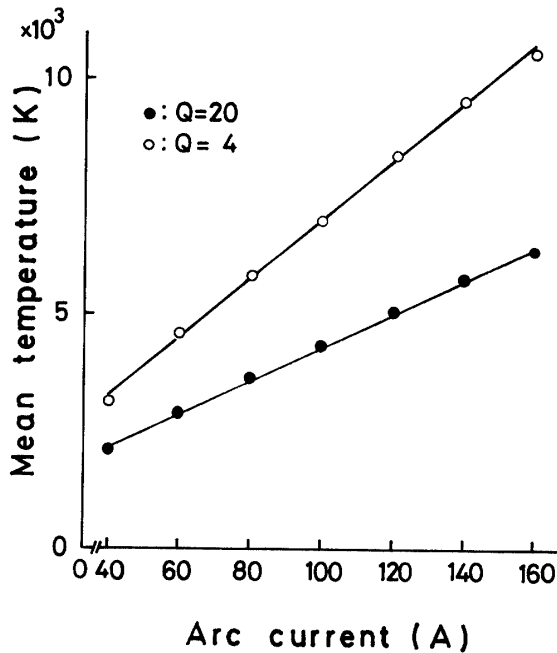


Fig. 7 Mean temperature vs. arc current.
Q: Argon gas flow rate (l/min)

流量 20 l/min では垂下特性を, 4 l/min においては電流 120 A を境いに垂下特性から水平特性に変わる。

Fig. 7 は正味アーク入力とアルゴンの質量流量及び定圧比熱から求めたジェット平均温度を示す。ガス流量 4 l/min における平均温度は 20 l/min の場合に対して約50~60%上昇している。発生ジェットのレイノルズ数を求めると Fig. 8 のようにガス流量 20 l/min においては700~1,500で乱流領域⁷⁾にあり, 4 l/min の場合は100~230で層流条件を満たしている。

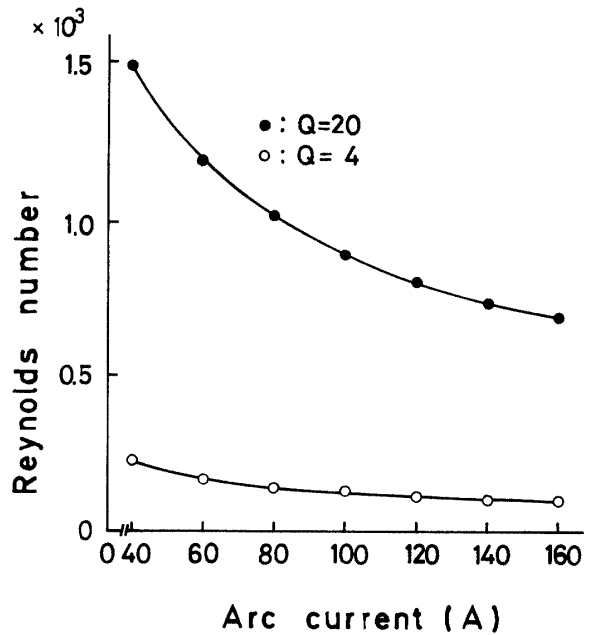


Fig. 8 Reynolds number vs. arc current.
Q: Argon gas flow rate (l/min)

4.3 実験方法

Fig. 3 に実験回路を示す。アーク発生用電源は無負荷電圧 145 V のシリコン整流器で安定抵抗 (0.14~30 Ω) によって垂下特性を与えている。

探針平面をノズル出口面に正対するように保持したまま、ノズル軸線に垂直なジェット断面内をジェットを横切って探針を掃引させ、電流測定用無誘導抵抗に表われる探針電流を探針電圧とともにシンクロスコープ上に記録する。なお、探針がジェット内に突入する約 100 μs 前に回転アーム部の外部トリガ発生装置から起動パルスを送り単掃引記録を行っている。本実験においてはジェット断面内における探針掃引速度の動作条件による変化は認められなかった。また探針の挿入によるアークモードへの影響はなく、プラズマジェットの電気的特性もまた異常がないことを確認した。

探針測定の対象に選んだプラズマジェットが発生条件はガス流量 4 l/min, アーク電流 100 A で, 対応するアーク電圧 14.1 V, 正味アーク入力 410 W, 平均エンタルピ 820 kcal/kg, ジェット平均温度 6,900 K, 平均速度 78 m/sec, レイノルズ数130, 発生ジェットのコア部長 5.8 mm である. 探針の掃引を行ったジェット断面の位置はノズル軸線上で出口からの距離がそれぞれ 1, 2, 3, 4, 5 mm の 5 点である.

5. 実験結果と考察

Fig. 9 は探針の高速度掃引によってえられた探針電流, 電圧の波形を示す. 一般にプラズマジェットにおける電子の速度はマックスウェル分布が仮定できるため, Fig. 9 より求めた探針特性を $\ln I_p$ 対 V_p の関係で示し, (12) 式, (13) 式を用いて電子密度, 電子温度を求めた.

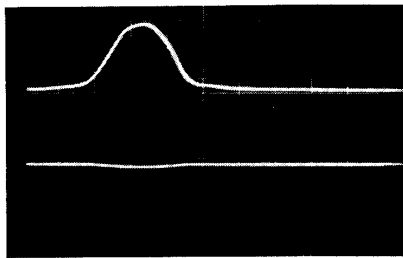


Fig. 9 Probe current and probe voltage wave form at 2 mm from the nozzle exit.

Upper trace: Probe current; 0.1 A/div
 Lower trace: Probe voltage; 10 V/div
 Arc current: 100 A, Argon gas flow rate: 4 l/min

5.1 電子温度

Fig. 10, Fig. 11 はそれぞれジェット径方向と軸方向の電子温度を示している. ジェット径方向の温度は外周部に向うにつれて減少し, ノズル出口より 2 mm 離れた位置においては半径 0.6 mm より外周部では急激な温度低下を生じるが, 3 mm 離れた位置においてはほぼ直線的な低下となり, 軸線から 1 mm 離れた位置における温度は前者の場合は軸線上の約57%に低下し, 8,500 K となり, 後者の場合は同じく53%に低下し, 6,800 K となる. また軸方向温度もノズルからの距離が大となるにつれて低下するが, 径方向に対する温度低下に比べると, 低下の割合は小さく, ノズル出口より 2 mm 離れた位置では 14,900 K, 5 mm の位置では 7,800 K を維持している.

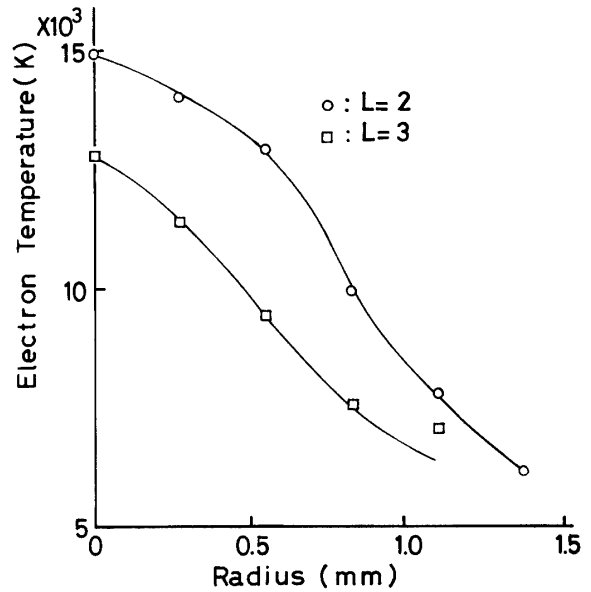


Fig. 10 Radial distribution of electron temperature of the plasma jet.

L: Axial distance from nozzle exit (mm).
 Arc current: 100 A, Argon gas flow rate: 4 l/min

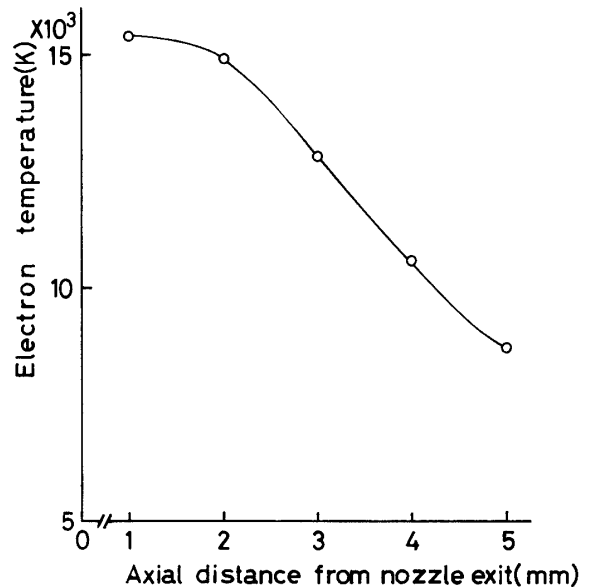


Fig. 11 Axial distribution of electron temperature of the plasma jet.

Arc current: 100 A, Argon gas flow rate: 4 l/min

なお分光学的測定法により求めた温度分布は探針測定法によるそれとほぼ相似形を示している. ノズル出口より 2 mm 離れた軸上の温度は探針測定で 14,900 K, 分光測定では 14,600 K であり, よい一致が見られる.

5.2 電子密度

Fig. 12, Fig. 13 は電子密度の径方向及び軸方向分布をそれぞれ示している。径方向及び軸方向分布の特徴は温度分布のそれぞれとほぼ同様である。すなわち、

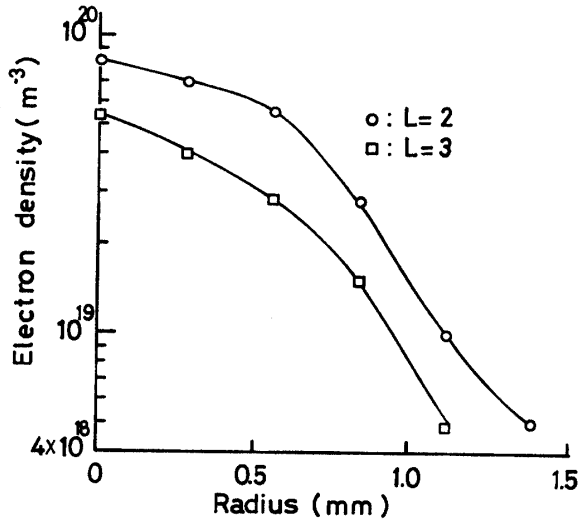


Fig. 12 Radial distribution of electron density of the plasma jet.

L: Axial distance from nozzle exit (mm)
Arc current: 100 A, Argon gas flow rate: 4 l/min

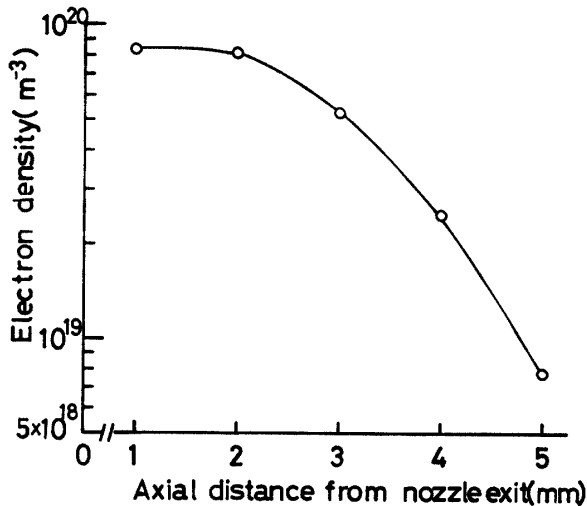


Fig. 13 Axial distribution of electron density of the plasma jet.

Arc current: 100 A, Argon gas flow rate: 4 l/min

電子密度はノズル出口より 2 mm 離れた位置の軸上で $8.4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ であり、軸線から 1 mm 離れた位置では $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 、ノズル出口から 5 mm 離れた位置の軸上で $0.78 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ に低下する。

本実験で得られた電子密度は電子温度 12,000 K を越える領域では $4 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ となり、Grey 氏⁵⁾ らによって求められた電子密度 $6.3 \times 10^{22} \text{m}^{-3}$ に比べ、3 オーダの違いが見られる。この差はプラズマ流に接触する平板探針面の表面効果に対する補正の相違によるものと考えられる。今後、探針先端部の構造を改善し、さらに探針の冷却を行うことにより境界層内部の不整をおさえることにより測定精度の向上が可能と考えられる。

6. まとめ

以上述べたように低温高圧力プラズマ流に対して動的静電単探針法を適用して、電子密度及び電子温度の分布を求めた。その結果探針表面における境界層に対し高圧探針理論を適用することにより、高圧下のプラズマ流の局所的プラズマ特性の測定に静電探針が有効な手段であることが確かめられた。

本研究に協力いただいた本学山中麿子氏及び昭和53年度卒業研究生諸氏に感謝する。なお本研究の一部は文部省科学研究費の援助を受けたことを付記して感謝の意を表わす。

参考文献

- 1) W.L. Holtgreven: "Plasma Diagnostics" North-Holland (1968) p. 668
- 2) R. Holmes & I.L. Freeston: J. Phys. D: Appl. Phys., **4**, 452 (1971)
- 3) C.H. Su & R.E. Kiel: J. Appl. Phys., **37**, 4907 (1966)
- 4) Yu. A. Ivanov, D.H. Oliver, A.A. Ovsyannikov, U.L. Pihlak and L.S. Polak: Soviet Physics-Tech. Phys., **15**, 203 (1973)
- 5) J. Grey & Paul F. Jacobs: AIAA J., **5**, 84, (1967)
- 6) R.H. Huddleston & S.L. Leonard: "Plasma Diagnostic Techniques" Academic Press. (1965) p. 113
- 7) F. Incropera & G. Leppert: AIAA J., **4**, 1087, (1966)

(昭和 54 年 4 月 16 日 受理)